

07; 12

© 1990 г.

ПРИМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ОПТИЧЕСКОГО СМЕШЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ЖИДКОСТЕЙ

С. А. Визнюк, П. П. Пашинин, А. Т. Суходольский

Предложено использовать метод когерентной спектроскопии оптического смешения с фазовой модуляцией одного из пучков накачки для измерения теплопроводности жидкостей. Для обоснования предлагаемого метода проведено решение нестационарной задачи теплопроводности при записи периодических тепловых решеток. Возможности метода демонстрируются на примере измерения теплопроводности некоторых растворов.

Введение

В последнее время для исследования диффузионных процессов в жидкостях и измерения кинетических коэффициентов кроме традиционных способов [1], связанных с температурными и калориметрическими измерениями стали применяться оптические методы, основанные на когерентной (активной) спектроскопии рассеяния света [2]. В отличие от спектроскопии спонтанного рэлеевского рассеяния, называемой спектроскопией оптического смешения [3], в которой рассеяние происходит на неоднородностях показателя преломления, вызванных флуктуациями температуры, концентрации и т. п., при активной спектроскопии рэлеевского рассеяния в среде наводится решетка показателя преломления, на которой дифрагирует пробное излучение [2]. При этом величина кинетического коэффициента (термодиффузии, теплопроводности и т. п.) измеряется исходя из скорости релаксации, наведенной за счет того или иного механизма решетки показателя преломления, индуцированной интерферирующими импульсами накачки (см., например, [4]). В когерентной спектроскопии оптического смешения (КСОС) [5] биения сфазированных центральной и боковых частот в спектре рассеянного излучения при периодической модуляции пучков накачки анализируются методом синхронного детектирования или когерентной корреляции одноэлектронных импульсов [6]. При этом нет необходимости применять узкополосные лазерные источники, так как в КСОС спектр прописывается сканированием на частоты одного из пучков узкополосной бигармонической накачки [7], а частоты модуляции широкополосного излучения.

В данной работе предлагается использовать метод КСОС с фазовой модуляцией одного из пучков накачки для измерения теплопроводности жидкостей, в частности, вблизи точек фазового перехода в бинарных растворах. Для обоснования предлагаемого метода проведено решение нестационарной задачи теплопроводности при записи периодических тепловых решеток. Возможности метода демонстрируются на примере измерения теплопроводности некоторых растворов.

Теория

Рассмотрим нелинейное четырехволновое взаимодействие полей в среде, обладающей тепловой нелинейностью вида [2]

$$\mathbf{P}^n = \frac{1}{4\pi} \left[\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \frac{\partial \rho}{\partial T} + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_\rho \right] T \mathbf{E}_p = \frac{1}{4\pi} \frac{d\epsilon}{dT} T \mathbf{E}_p, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_p = A e^{i\omega' t - i k' r} + A^* e^{-i\omega' t + i k' r}$ — пробное излучение, \mathbf{P}^n — нелинейная поляризация, ρ — плотность, T — изменение температуры среды в результате поглощения света.

Из уравнений Максвелла в диэлектриках [8] для комплексных Фурье-компонент поля следует

$$\text{grad div } \mathbf{E}_\omega - \Delta \mathbf{E}_\omega = \frac{\mu \omega^2}{c^2} \mathbf{D}_\omega, \quad (2)$$

где μ — магнитная проницаемость, c — скорость света.

В векторе электрической индукции \mathbf{D}_ω выделяем линейную и нелинейную части

$$\mathbf{D}_\omega = \epsilon_\omega \mathbf{E}_\omega + 4\pi \mathbf{P}_\omega^n, \quad (3)$$

где \mathbf{P}_ω^n — Фурье-компонента нелинейной поляризации, ϵ_ω — линейная часть комплексной диэлектрической проницаемости.

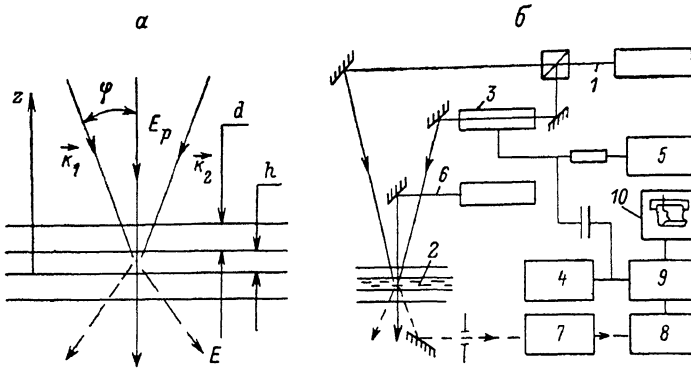


Рис. 1. Схема эксперимента.

Из уравнения $\text{div } \mathbf{D}_\omega = 0$ следует $\text{div } \mathbf{E}_\omega = - (4\pi/\epsilon_\omega) \text{div } \mathbf{P}_\omega^n$, подставляя это в (2) вместе с (3), получаем

$$\Delta \mathbf{E}_\omega + \frac{\mu \epsilon_\omega \cdot \omega^2}{c^2} \mathbf{E}_\omega = - \frac{4\pi}{\epsilon_\omega} \text{grad div } \mathbf{P}_\omega^n - \frac{\mu \omega^2}{c^2} 4\pi \mathbf{P}_\omega^n. \quad (4)$$

В первом приближении по нелинейности $\frac{d\epsilon}{dT} T$ и при выполнении условия $|\nabla T| |k'| \ll ((\mu \epsilon_\omega)/c^2) \omega^2 T$ следует

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{\epsilon_\omega} \text{grad div } \mathbf{P}_\omega^n &= \frac{1}{\epsilon_\omega} \frac{d\epsilon_\omega}{dT} [\nabla(\nabla T, \mathbf{E}_p) + \nabla T \text{div } \mathbf{E}_p + \\ &+ T \text{grad div } \mathbf{E}_p]_\omega \ll \frac{\mu \omega^2}{c^2} \frac{d\epsilon_\omega}{dT} (T \mathbf{E}_p)_\omega. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что в указанном приближении первым членом справа в (4) можно пренебречь по сравнению со вторым. Таким образом, получаем исходную систему уравнений для напряженности поля когерентно-рассеянной волны \mathbf{E} и температуры T [2]

$$\Delta \mathbf{E}_\omega + \frac{\mu \epsilon_\omega \cdot \omega^2}{c^2} \mathbf{E}_\omega = - \frac{\mu \omega^2}{c^2} 4\pi \mathbf{P}_\omega^n, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{\alpha}{C_p \rho} I, \quad (6)$$

где α — коэффициент поглощения; I — интенсивность светового поля в диапазоне частот, попадающих в контур линии поглощения; χ — температуропроводность; C_p — удельная теплоемкость.

В предлагаемом методе в качестве накачки используются два пучка, интерферирующие в плоскости слоя под углом φ к вертикали (рис. 1), причем один из пучков модулируется таким образом, что интенсивность светового поля в слое жидкости представляется как

$$I = 2I_0 [1 + (p_1 + p_2 \cos(\Omega t)) \cos(\mathbf{q}\mathbf{r})] e^{\alpha(x-h)}, \quad (7)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ — волновой вектор записываемой решетки; $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ — волновые векторы пучков накачки (рис. 1, а); коэффициенты модуляции p_1 и p_2 определяются ниже.

В решении уравнения (5) для амплитуды когерентно-рассеянной волны выделим ее часть с волновым вектором $\mathbf{k} = \mathbf{k}' + \mathbf{q}$, где \mathbf{k}' — волновой вектор зондирующего излучения \mathbf{E}_p . Нелинейным источником такой волны служит, очевидно, пространственно неоднородная часть решения уравнения (6), которая с учетом (7) может быть представлена в виде

$$T = [T(\Omega, z, t) + T(\Omega = 0, z)] (e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} + e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}), \quad (8)$$

где

$$T(\Omega, z, t) = \tilde{T}(\Omega, z) e^{i\Omega t} + \tilde{T}^*(\Omega, z) e^{-i\Omega t},$$

$$T(\Omega = 0, z) = \tilde{T}(0, z) + \tilde{T}^*(0, z).$$

Из (1) и (8) для Фурье-компоненты \mathbf{P}_ω^u с $\mathbf{k} = \mathbf{k}' + \mathbf{q}$ получаем

$$\mathbf{P}_\omega^u = K_\omega \mathbf{A} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} [\tilde{T}(\Omega, z) \delta(\omega' + \Omega - \omega) + \tilde{T}^*(\Omega, z) \times \\ \times \delta(\omega' - \Omega - \omega) + T(\Omega = 0, z) \delta(\omega' - \omega)] + \text{к. с. } (-\omega), \quad (9)$$

где

$$K_\omega = \frac{dn_\omega}{dT} \frac{n_\omega - i\kappa_\omega}{\mu},$$

n_ω — реальная часть комплексного показателя преломления ν_ω

$$\nu_\omega = n_\omega - i\kappa_\omega, \quad \nu_\omega^2 = \mu \epsilon_\omega, \quad \kappa_\omega = \frac{\mu \epsilon_\omega''}{2n_\omega} = \frac{\alpha c}{2\omega},$$

$-\epsilon_\omega''$ — мнимая часть ϵ_ω .

Считая, что на длине волны пробного и когерентно-рассеянного излучения нет поглощения, т. е. $\kappa_\omega = 0$, ищем решение (5) в виде

$$\mathbf{E} = [\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\omega' + \Omega)t} + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\omega' - \Omega)t} + \mathbf{E}_3(\mathbf{r}) e^{i\omega't}] e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \text{к. с.}, \quad (10)$$

где $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}), \mathbf{E}_2(\mathbf{r}), \mathbf{E}_3(\mathbf{r})$ медленно относительно $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ меняющиеся функции.

Тогда, подставляя после Фурье-преобразования (10) в (5), получаем

$$(\mathbf{k}, \nabla) \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = -i \frac{\omega^2}{c^2} \frac{dn_\omega}{dT} n_\omega \mathbf{A} \tilde{T}(\Omega, z) \Big|_{\omega = \omega' + \Omega} \simeq k' \frac{\partial \mathbf{E}_1(\mathbf{r})}{\partial z},$$

$$(\mathbf{k}, \nabla) \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = -i \frac{\omega^2}{c^2} \frac{dn_\omega}{dT} n_\omega \mathbf{A} \tilde{T}^*(\Omega, z) \Big|_{\omega = \omega' - \Omega} \simeq k' \frac{\partial \mathbf{E}_2(\mathbf{r})}{\partial z}$$

$$(\mathbf{k}, \nabla) \mathbf{E}_3(\mathbf{r}) = -i \frac{\omega^2}{c^2} \frac{dn_\omega}{dT} n_\omega \mathbf{A} T(\Omega = 0, z) \Big|_{\omega = \omega'} \simeq k' \frac{\partial \mathbf{E}_3(\mathbf{r})}{\partial z},$$

откуда

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}) = -i \frac{\omega}{c} \frac{dn_\omega}{dT} \mathbf{A} \int_0^h \tilde{T}(\Omega, z) dz \Big|_{\omega = \omega' + \Omega},$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = -i \frac{\omega}{c} \frac{dn_\omega}{dT} \mathbf{A} \int_0^h \tilde{T}^*(\Omega, z) dz \Big|_{\omega = \omega' - \Omega},$$

$$E_3(\mathbf{r}) = -i \frac{\omega}{c} \frac{dn_{\omega}}{dT} A \int_0^h T(\Omega = 0, z) dz \Big|_{\omega=\omega'}$$

Таким образом, выражение для напряженности поля когерентно-рассеянной волны (в приближении малости ее амплитуды по сравнению с амплитудой пробной волны) имеет вид (см. (8))

$$E = -i \frac{\omega'}{c} \frac{dn_{\omega'}}{dT} A e^{i\omega' t - i\mathbf{k}\mathbf{r}} \int_0^h (T(\Omega, z, t) + T(\Omega = 0, z)) dz + \text{к. с.}$$

Мощность когерентно-рассеянного излучения (сигнал на фотоприемнике), следовательно, можно представить как [9]

$$W = S \frac{cn_{\omega'}}{4\pi\mu} |E|^2 = S \frac{cn_{\omega'}}{4\pi\mu} \left(\frac{\omega'}{c} \frac{dn_{\omega'}}{dT} \right)^2 |E_p|^2 [T(\Omega, t) + T(\Omega = 0)]^2, \quad (11)$$

где

$$T(\Omega, t) = \int_0^h T(\Omega, z, t) dz = e^{i\Omega t} \int_0^h \tilde{T}(\Omega, z) dz + e^{-i\Omega t} \int_0^h \tilde{T}^*(\Omega, z) dz = e^{i\Omega t} \tilde{T}(\Omega) + e^{-i\Omega t} \tilde{T}^*(\Omega), \quad T(\Omega = 0) = \int_0^h T(\Omega = 0, z) dz, \quad (12)$$

S — площадь поперечных сечений пучков.

Отсюда для компоненты сигнала на частоте модуляции $\Omega/2\pi$ имеем выражение

$$W_{\Omega} = S \frac{cn_{\omega'}}{4\pi\mu} \left(\frac{\omega'}{c} \frac{dn_{\omega'}}{dT} \right)^2 |E_p|^2 2 \cdot T(\Omega = 0) \cdot T(\Omega, t). \quad (13)$$

Заметим, что этот результат получен в предположении синусоидальности модуляции накачки и, как следует из (6), синусоидальности колебаний наведенной тепловой решетки. Из (11) видно, что при наличии в (8) высших гармоник компонента сигнала на частоте Ω в общем случае будет включать не только член, пропорциональный $T(\Omega, t)$, но и члены, пропорциональные амплитудам высших гармоник в колебаниях тепловой решетки. Однако нетрудно заметить, что если в разложении формы модуляции накачки в ряд Фурье присутствуют только нечетные гармоники, то компонента сигнала на основной частоте Ω будет также иметь вид (13). С учетом этого величина сигнала (13) на фотоприемнике будет пропорциональна произведению постоянной $T(\Omega = 0)$ и переменной $T(\Omega, t)$ частей интеграла от пространственной амплитуды тепловой решетки, наведенной излучением накачки (7).

Из (6) легко заметить, что основным параметром, определяющим зависимость амплитуды колебаний тепловой решетки от частоты модуляции $\Omega/2\pi$ накачки, является температуропроводность χ , что было использовано для измерения χ , исходя из экспериментально полученной зависимости амплитуды колебаний сигнала (13) (и, следовательно, интеграла амплитуды колебаний тепловой решетки $\tilde{T}(\Omega)$) от $\Omega/2\pi$. Для этого решалось уравнение (6) при заданных граничных условиях, определяемых постановкой эксперимента (рис. 1, а). В экспериментах жидкость в виде тонкого (чтобы исключить конвекцию) слоя помещалась между двумя прозрачными подложками. Тогда выражение для $\tilde{T}(\Omega, z)$, полученное решением уравнения (6), с источником тепла в форме (7) и граничными условиями (рис. 1, а)

$$\begin{aligned} \chi_p \frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial z} \Big|_{z=-d} &= \beta (T_{\text{н}} - T_0) \Big|_{z=-d}, \quad \chi_p \frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \chi \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}, \\ T_{\text{н}} \Big|_{z=0} &= T \Big|_{z=0}, \quad T \Big|_{z=h} = T_{\text{в}} \Big|_{z=h}, \\ \chi \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} &= \chi_p \frac{\partial T_{\text{в}}}{\partial z} \Big|_{z=h}, \quad \chi_p \frac{\partial T_{\text{в}}}{\partial z} \Big|_{z=h+d} = -\beta (T_{\text{в}} - T_0) \Big|_{z=h+d} \end{aligned} \quad (14)$$

имеет вид

$$\tilde{T}(\Omega, z) = F \left[\Phi \left(C_1 \operatorname{ch}(\lambda z) + \frac{x_p \lambda_p}{x \lambda} C_2 \operatorname{sh}(\lambda z) \right) + e^{az} - \operatorname{ch}(\lambda z) - \frac{\alpha}{\lambda} \operatorname{sh}(\lambda z) \right], \quad (15)$$

где

$$\Phi = \frac{\frac{x}{x_p \lambda_p} (\alpha \operatorname{ch}(\lambda h) + \lambda \operatorname{sh}(\lambda h) - \alpha e^{ah}) C_1 + \left(\operatorname{ch}(\lambda h) + \frac{\alpha}{\lambda} \operatorname{sh}(\lambda h) - e^{ah} \right) C_2}{2 \operatorname{ch}(\lambda h) C_1 C_2 + \left(\frac{x_p \lambda_p}{x \lambda} C_2^2 + \frac{\lambda z}{\lambda_p x_p} C_1^2 \right) \operatorname{sh}(\lambda h)},$$

$$C_1 = \frac{x_p}{\beta} \lambda_p \operatorname{ch}(\lambda_p d) + \operatorname{sh}(\lambda_p d),$$

$$C_2 = \frac{x_p}{\beta} \lambda_p \operatorname{sh}(\lambda_p d) + \operatorname{ch}(\lambda_p d),$$

$$\lambda^2 = q^2 + i \frac{\Omega}{\chi}, \quad \lambda = \sqrt{\frac{V}{2} \sqrt{q^4 + \left(\frac{\Omega}{\chi}\right)^2 + q^2}} + i \sqrt{\frac{V}{2} \sqrt{q^4 + \left(\frac{\Omega}{\chi}\right)^2 - q^2}},$$

$$\lambda_p^2 = q^2 + i \frac{\Omega}{\chi_p},$$

$$F = \frac{a I_0 e^{-ah}}{2 C_p \rho} \frac{p_2}{\chi (q^2 - a^2) + i \Omega}.$$

Здесь T_n , T_v , T — тепловое поле в нижней, верхней подложках и в жидкости; T_0 — температура окружающей среды; χ , χ_p , x , x_p — температуропроводности и теплопроводности жидкости и материала подложки соответственно; β — коэффициент теплопередачи на границе подложки с воздухом; h — толщина слоя жидкости; d — толщина подложки; $q = 2\pi/L$, где L — период тепловой решетки. Выражение для интеграла $\tilde{T}(\Omega)$ от комплексной амплитуды колебаний тепловой решетки получается, очевидно, заменой $\operatorname{ch}(\lambda z)$, $\operatorname{sh}(\lambda z)$ и e^{az} в (15) (в результате интегрирования по z от 0 до h в (12)) соответственно на $(1/\lambda) \operatorname{sh}(\lambda h)$, $(\operatorname{ch}(\lambda h) - 1)/\lambda$ и $(e^{ah} - 1)/\alpha$

$$\begin{aligned} \tilde{T}(\Omega) = \frac{F}{\lambda} \left[\Phi \left(C_1 \operatorname{sh}(\lambda h) \right) + \frac{x_p \lambda_p}{x \lambda} C_2 (\operatorname{ch}(\lambda h) - 1) + \right. \\ \left. + \frac{\lambda}{\alpha} (e^{ah} - 1) - \operatorname{sh}(\lambda h) - \frac{\alpha}{\lambda} (\operatorname{ch}(\lambda h) - 1) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Эксперимент

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, б. В качестве накачки использовался пучок непрерывного аргонового лазера ЛГН-406 1 с длиной волны 0.5145 мкм, разделявшийся на два пучка, которые направлялись затем на слой исследуемой жидкости 2, помещенный между двумя прозрачными подложками толщиной $d = 2.6$ мм (рис. 1, а). Один из пучков предварительно проходил через последовательно расположенные четыре кристалла ДКДР (модулятор МЛ-102 со снятым поляризатором) 3, на которые подавалось модулирующее напряжение от генератора ГЗ-33 4 и напряжение смещения от источника УИП-2 5. Тогда распределение интенсивности при интерференции двух пучков накачки представляется как

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos(\mathbf{qr}) \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{u}{u_x}\right) \right], \quad (17)$$

где I_0 — интенсивность одного пучка, u — напряжение на модуляторе, u_x — полуволновое напряжение.

При $u = u_0 + \Delta u \cos(\Omega t)$, где u_0 — напряжение смещения, Δu — модулирующее напряжение ($\Delta u \ll u_0$), из (17) с точностью до линейных по $(\pi/2)(\Delta u/u_0)$ членов следует

$$I = 2I_0 \left[1 + \left(\cos \frac{\pi}{2} \frac{u_0}{u_\pi} \right) - \frac{\pi}{2} \frac{\Delta u}{u_\pi} \sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{u_0}{u_\pi} \right) \cos(\Omega t) \right] \cos(\mathbf{qr}) = \\ = 2I_0 [1 + (p_1 + p_2 \cos(\Omega t)) \cos(\mathbf{qr})] \text{ (см. (7)).}$$

В область, где происходила интерференция пучков накачки, направлялось зондирующее излучение HeNe лазера 6. Дифрагированная часть пробного излучения (1-й диф. максимум) выделялась диафрагмой и после монохроматора 7 направлялась на ФЭУ 8. Сигнал с ФЭУ посылался на синхронный детектор 9, дающий на выходе амплитуду колебаний той компоненты входного сигнала,

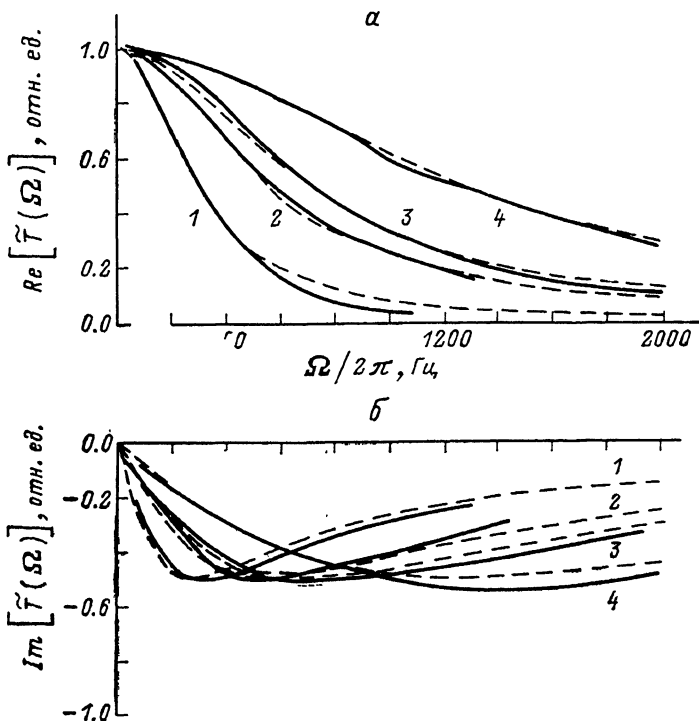


Рис. 2. Экспериментальные зависимости сигнала с синхронного детектора от частоты модуляции накачки при разности фаз между регистрируемым и опорным сигналами $\delta=0$ (а) и 90° (б).

1, 3 — раствор родамина Ж в БЦ (раствор 2); 2, 4 — раствор родамина Ж в воде (раствор 1) при $L=39.2 \pm 0.5$ (1, 2), 26 ± 0.5 мкм (3, 4). Толщина слоя жидкости во всех случаях 100 ± 5 мкм. Штриховые кривые — результаты расчетов функций $\text{Re}[\tilde{T}(\Omega)]$ (а) и $\text{Im}[\tilde{T}(\Omega)]$ (б), пронормированных на $\text{Re}[\tilde{T}(Q)]=1$ при $\Omega=0$. L , мкм: 1, 2 — 39.2; 3, 4 — 26; $h=100$ мкм, $d=2.6$ мм, $\chi_p=0.7$ Вт/м·К, $\chi_p=3.73 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\beta=5.6$ Вт/м²·К; χ м²/с: 1—3 — $0.70 \cdot 10^{-7}$, 2—4 — $1.31 \cdot 10^{-7}$; α , см⁻¹: 1—3 — 70, 2—4 — 300; κ , Вт/м·К: 1—3 — 0.3, 2—4 = 0.58.

что соответствует частоте модуляции $\Omega/2\pi$ опорного сигнала при заданной разности фаз между регистрируемым и опорным сигналами. Опорным сигналом служило модулирующее напряжение. Сигнал с синхронного детектора направлялся на самописец 10. В качестве исследуемых жидкостей использовались следующие растворы: 1) родамина Ж в воде, концентрация составляла 33 % от концентрации насыщенного при комнатной температуре раствора, показатель поглощения на длине волны накачки $\alpha \approx 300$ см⁻¹; 2) родамина Ж в бутилцеллозольве (БЦ), концентрация родамина равнялась концентрации в предыдущем растворе, показатель поглощения (установившийся) после разложения части родамина под действием излучения накачки равнялся $\alpha \approx 70$ см⁻¹; 3) бутилцеллозольва в насыщенном растворе родамина Ж в воде, объемная доля БЦ составляла 1/3 от объема всей смеси, установившийся показатель поглощения ~ 300 см⁻¹ (этот раствор имеет нижнюю критическую точку расслоения 42.3 °С).

На рис. 2 представлены снятые зависимости амплитуды колебаний сигнала (13) от частоты модуляции $\Omega/2\pi$ для первого и второго растворов при разности фаз между регистрируемым и опорным сигналами $\delta = 0$ (а) и 90° (б), что соответствует реальной и мнимой частям интеграла $\tilde{T}(\Omega)$, от комплексной амплитуды колебаний тепловой решетки. Штриховыми кривыми показан результат численного расчета соответственно реальной (а) и мнимой (б) частей выведенной выше функции (16) (пронормированной на 1 при $\delta = 0$) с подобранными, согласно сплошной линии, значениями температуропроводности для обеих жидкостей.

Исходя из результатов численного расчета $\tilde{T}(\Omega)$ для различных значений χ , χ_p , α и других параметров в (16) можно сделать вывод, что при условии

$$1/\alpha \geq h \geq L \quad (18)$$

зависимостью формы линии (рис. 2) от α , χ , χ_p , γ_p , h , d и β с точностью $\sim 5\%$ можно пренебречь при изменении этих параметров в достаточно широких пределах (в ± 10 раз). Фактически неопределенность в значениях χ , α исследуемых жидкостей и других вышеперечисленных параметров давала ошибку в измерении χ , не превышающую 2%.

Получив экспериментальные зависимости регистрируемой синхронным детектором амплитуды сигнала (13) от частоты модуляции $\Omega/2\pi$ при заданной раз-

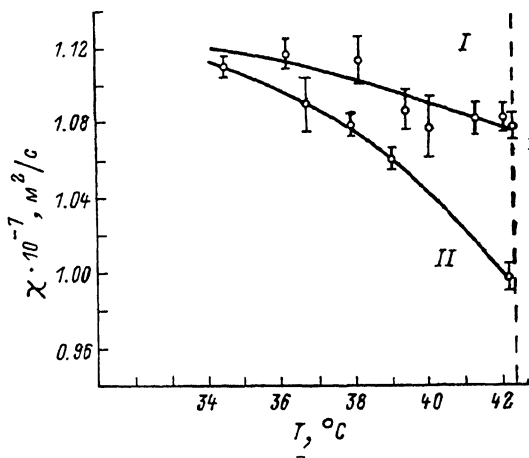


Рис. 3. Зависимости температуропроводности бинарного раствора (раствор 3) от температуры при приближении к точке фазового перехода $T_k = 42.3^\circ\text{C}$ для $L = 27$ (I) и 39.2 мкм (II).

Значения параметров h , d , χ_p , β те же, что и на рис. 2; $\alpha = 0.5$ Вт/м \cdot К.

ности фаз δ (0 или 90°), температуропроводность исследуемой жидкости можно определить, подбирая χ и добиваясь совпадения полуширины реальной части $\tilde{T}(\Omega)$ (рис. 2, а) либо совпадения положения минимума мнимой части $\tilde{T}(\Omega)$ (рис. 2, б) с экспериментальной зависимостью. Естественней это делать по полуширине реальной части (рис. 2, а), поскольку при определении положения минимума (рис. 2, б) погрешность, очевидно, значительно больше.

Из рис. 2, таким образом, получаем для температуропроводности раствора родамина Ж в воде $\chi = (1.31 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$ м 2 /с, что близко к табличному значению температуропроводности для чистой воды $\chi = 1.38 \cdot 10^{-7}$ м 2 /с и для температуропроводности раствора родамина Ж в БЦ $\chi = (0.70 \pm 0.04) \cdot 10^{-7}$ м 2 /с.

Измерения температуропроводности проводились, помимо растворов родамина Ж в чистых БЦ и воде (рис. 2), также и для бинарного раствора БЦ—вода с добавлением родамина Ж (раствор 3). Интерес к таким исследованиям связан с тем, что раствор БЦ в воде обладает нижней критической точкой расслоения [10]. Поэтому можно ожидать, что при приближении к точке фазового перехода будет происходить существенное изменение χ вследствие резкого возрастания теплоемкости [11] (фазовый переход первого рода). На рис. 3 представлены экспериментально полученные зависимости χ от температуры раствора T , определяемые из полуширины частотной зависимости регистрируемого синхронным детектором сигнала при $\delta = 0$, для двух периодов тепловой решетки. Температура T задавалась путем изменения мощности P накачки. Зная мощность P_0 , при которой в месте нагрева начинался фазовый переход, критическую температуру $T_k = 42.3^\circ\text{C}$ и температуру окружающей среды T_0 , температуру T находили как $T = T_0 + (T_k - T_0) P/P_0$. Из рис. 3 видно, что, несмотря на приближение к точке фазового перехода, измеренное изменение χ оказалось

все же значительно меньше, чем можно было бы ожидать из теории фазовых переходов первого рода [11]. По-видимому, такое поведение обусловлено неравновесностью процесса подвода тепла, вследствие чего критические флуктуации в среде (зародыши новой фазы), время релаксации которых контролируется процессами диффузии, не успевают при $\Omega/2\pi \geq 10$ Гц отработать временную модуляцию интенсивности тепловыделения (поглощая при увеличении тепловыделения излишек тепла и выделяя тепло при спаде интенсивности, уменьшая таким образом амплитуду колебаний тепловой решетки). Это приводит к пространственной и временной модуляции теплового поля в среде [аналогично тому, как это происходит вдали от точки фазового перехода. Кроме того, различие зависимостей $\chi(T)$ для двух значений волнового вектора решетки q свидетельствует о наличии пространственной дисперсии $\chi(q)$ [11]. Таким образом, в зависимости от характерной частоты или пространственного масштаба изменения мощности тепловыделения можно различать «динамическую» (ответствующую за распространение температурного поля при больших частотах (пространственных векторах) модуляции накачки) и «статическую» температуропроводность, имеющую место при квазиравновесном процессе подвода тепла.

Заключение

Проведенное теоретическое обоснование и предварительные эксперименты позволяют надеяться на то, что метод КСОС с фазово-модулированной, непрерывной накачкой найдет применение при исследовании температуропроводности жидкостей. Достоинством данного метода можно считать то, что по сравнению с методами, основанными на измерении времен затухания наведенных решеток [4] при их импульсном возбуждении, где использование импульсной накачки приводит к трудности определения параметров среды в области интерференции, а применение последовательности импульсов — к появлению дополнительного возмущения за счет высших Фурье-компонент модуляции накачки (см. выше), возможно более точное определение стационарных параметров среды в исследуемой области, например температуры в нашем случае с точностью до ~ 0.01 град (амплитуда наведенной тепловой решетки порядка 0.01 град). Кроме того, поскольку масштаб, на котором исследуется диффузия тепла, определяется периодом тепловой решетки, то можно применять тонкие слои жидкости, что практически снимает проблему устранения конвекции.

Список литературы

- [1] Филиппов Л. П. Исследование теплопроводности жидкостей. М., 1970.
- [2] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981. 544 с.
- [3] Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов / Под ред. Г. Камминса и Э. Пайка. М.: Мир, 1978.
- [4] Thyagarajan K., Lallemant P. // Opt. Commun. 1978. Vol. 26. N 1. P. 54—57.
- [5] Раствопов С. Ф., Суходольский А. Т. // ДАН СССР. 1984. Т. 278. № 3. С. 603—605.
- [6] Суходольский А. Т. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 6. С. 1095—1102.
- [7] Бункин Ф. Б., Калинин Ф. Б., Пашинин П. П. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 2. С. 468—471.
- [8] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [9] Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
- [10] Визнюк С. А., Пашинин П. П., Проторов А. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 12. С. 559—562.
- [11] Анисимов М. А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. 272 с.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
31 мая 1989 г.